



Étude des désexcitations électromagnétiques du deuxième niveau $J\pi = 4+$ du noyau ^{16}O situé à 11,096 MeV

F. Brochard, P. Chevallier, D. Disdier, V. Rauch, F. Scheibling

► To cite this version:

F. Brochard, P. Chevallier, D. Disdier, V. Rauch, F. Scheibling. Étude des désexcitations électromagnétiques du deuxième niveau $J\pi = 4+$ du noyau ^{16}O situé à 11,096 MeV. Journal de Physique, 1975, 36 (2), pp.113-115. 10.1051/jphys:01975003602011300 . jpa-00208234

HAL Id: jpa-00208234

<https://hal.science/jpa-00208234>

Submitted on 1 Jan 1975

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
 Physics Abstracts
 4.220

ÉTUDE DES DÉSEXCITATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES DU DEUXIÈME NIVEAU $J^\pi = 4^+$ DU NOYAU ^{16}O SITUÉ A 11,096 MeV

F. BROCHARD, P. CHEVALLIER, D. DISDIER, V. RAUCH et F. SCHEIBLING

Centre de Recherches Nucléaires et Université Louis-Pasteur, Strasbourg, France

(Reçu le 10 juillet 1974, révisé le 14 octobre 1974)

Résumé. — Les décroissances électromagnétiques du deuxième niveau $J^\pi = 4^+$ du noyau ^{16}O situé à $E_x = 11,096$ MeV ont été étudiées à l'aide de la réaction $^{12}\text{C} + \alpha$. Les mesures en coïncidence γ - γ obtenues à l'aide de deux détecteurs NaI(Tl) mettent en évidence deux transitions dont les intensités correspondent à :

$$\begin{aligned} \Gamma_{11,096 \rightarrow 6,919 \text{ MeV}} &= 2,5 \pm 0,6 \text{ meV} \\ \Gamma_{11,096 \rightarrow 6,131 \text{ MeV}} &= 3,1 \pm 1,3 \text{ meV} . \end{aligned}$$

Abstract. — The decay properties of the second $J^\pi = 4^+$ level in ^{16}O situated at $E_x = 11.096$ MeV, have been investigated using the $^{12}\text{C} + \alpha$ reaction. γ - γ coincidence measurements obtained with two NaI(Tl) detectors allow a deduction to be made of the intensities of two transitions :

$$\begin{aligned} \Gamma_{11.096 \rightarrow 6.919 \text{ MeV}} &= 2.5 \pm 0.6 \text{ meV} \\ \Gamma_{11.096 \rightarrow 6.131 \text{ MeV}} &= 3.1 \pm 1.3 \text{ meV} . \end{aligned}$$

1. Introduction. — Le but de ce travail a été d'étudier les désexcitations électromagnétiques du deuxième niveau $J^\pi = 4^+$ du noyau ^{16}O situé à $E_x = 11,096$ MeV. Ce niveau a été mis en évidence par Brown et Michael [1] à l'aide de la réaction $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p)^{16}\text{O}$. Larson et Tombrello [2] ont déterminé son spin et mesuré sa largeur en étudiant la diffusion élastique de particules α , en outre, ils suggèrent l'existence d'une faible décroissance électromagnétique vers le niveau $J^\pi = 2^+$ situé à 6,919 MeV.

Des mesures effectuées à l'aide d'une méthode de coïncidence entre rayons gamma ont permis de mettre en évidence deux transitions électromagnétiques dont les intensités ont été déterminées. L'étude de la diffusion élastique de particules α a permis de situer la résonance alimentant ce niveau $J^\pi = 4^+$ et une nouvelle détermination de sa largeur.

2. Méthodes expérimentales. — Le niveau étudié a été alimenté par la réaction $^{12}\text{C} + \alpha$, à la résonance située à $E_\alpha = 5,245$ MeV, à l'aide de l'accélérateur Van de Graaff de 5,5 MV du Groupe de Laboratoires de Strasbourg-Cronenbourg. Des cibles de carbone naturel auto-portantes de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ont été utilisées lors de l'étude de la diffusion élastique. Pour les mesures effectuées en coïncidence, les cibles déposées sur un support en or de 2/10 mm d'épaisseur étaient en carbone enrichi en isotope ^{12}C à 99,95 %.

Le refroidissement de la cible permettait dans ce dernier cas d'utiliser des faisceaux ayant une intensité de l'ordre de 10 μA .

2.1 ETUDE DE LA DIFFUSION ÉLASTIQUE. — Les particules étaient observées à l'aide de trois détecteurs à barrière de surface disposés à $\theta_{\text{Lab}} = 71,5^\circ, 107^\circ$ et 180° . Le détecteur annulaire, de 500 μm d'épaisseur, était situé à 13 cm du centre de la cible. Les deux autres détecteurs de 300 μm étaient situés à 9 cm du centre de la cible et collimatés par une fente verticale de 1 mm de large et de 5 mm de haut. Une méthode de balayage automatique du champ de l'aimant d'analyse qui permet de faire varier d'une manière continue l'énergie du faisceau incident a été utilisée pour mesurer les fonctions d'excitation [3]. Dans cette méthode, la modulation du champ de l'aimant est obtenue en injectant en série avec la tension de référence de l'alimentation de l'aimant des signaux de forme triangulaire avec une période de répétition de l'ordre de 120 s. La plage balayée en énergie pouvait atteindre 200 keV. Les fonctions d'excitation étaient formées à l'aide d'un analyseur multicanaux travaillant dans le mode multispectre. Lorsqu'un événement correspondait à une fenêtre placée sur le spectre en énergie d'un détecteur, le signal provenant d'une sonde à effet Hall qui mesurait le champ de l'aimant était injecté en abscisse, le contenu du

canal Y relatif à cette fenêtre était alors incrémenté d'une unité. Ainsi une fonction d'excitation est obtenue pour chaque fenêtre placée sur les spectres en énergie des détecteurs. Le canal $Y = 0$ recevait des impulsions de fréquence proportionnelle à l'intensité du faisceau qui provenaient de la sortie digitale d'un intégrateur de courant.

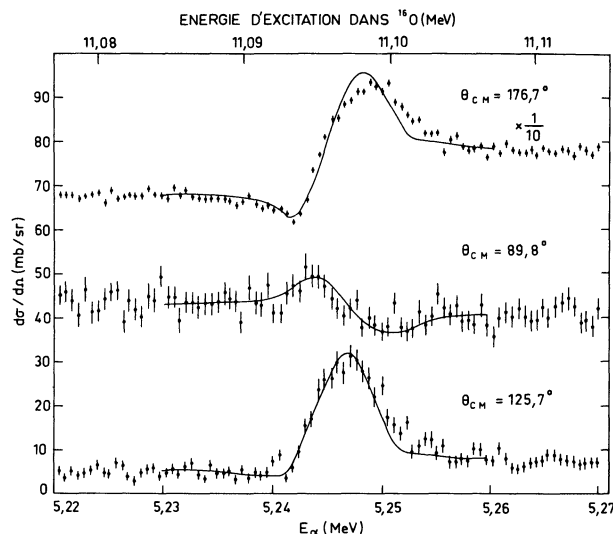


FIG. 1. — Fonctions d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha_0)^{12}\text{C}$. Les courbes théoriques ont été évaluées en utilisant les paramètres :

$$\delta_0 = -18^\circ, \quad \delta_1 = 126^\circ, \quad \delta_2 = 2.5^\circ, \quad \delta_3 = 30.5^\circ, \quad \delta_4 = 177^\circ, \\ E_r = 5.245 \text{ MeV}, \quad \Gamma_r = 0.28 \text{ keV}, \quad R = 5.43 \text{ fm}.$$

Sur la figure 1, nous donnons les fonctions d'excitation de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha_0)^{12}\text{C}$ mesurées au voisinage de la résonance mise en évidence par Larson et Tombrello [2]. L'anomalie qui apparaît aux trois angles est de forme très semblable à celle observée par ces auteurs, confirmant ainsi le spin $J^\pi = 4^+$ attribué à ce niveau. La section efficace de diffusion élastique peut être exprimée en fonction de déphasages δ_l [4]. Ceux-ci, suivant la méthode développée par Miller-Jones *et al.* [5], peuvent être décomposés sous la forme : $\delta_l = \delta_{lf} + \delta_{lr}$, où δ_{lf} représente la

contribution non résonnante et $\delta_{lr} = \text{Arctg} \frac{\Gamma_r}{2(E_r - E)}$ la contribution de la résonance étudiée, située à l'énergie E_r et de largeur Γ_r , ce terme n'est présent que pour l'onde $l = J$. L'analyse en déphasage a été effectuée en utilisant les déphasages non résonnants et l'énergie de résonance déterminés par Larson et Tombrello. Les effets de la largeur propre du faisceau et de l'épaisseur de cible sont simulés par une fonction gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à 2,7 keV. Le seul paramètre intervenant est alors la largeur du niveau. Une méthode de minimisation du χ^2 permet d'obtenir une mesure de cette largeur :

$$\Gamma_{\text{CM}} = 0.28 \pm 0.05 \text{ keV},$$

valeur en bon accord avec celle donnée par Larson et Tombrello : $\Gamma_{\text{CM}} = 0.3 \pm 0.1 \text{ keV}$.

2.2 ETUDE DES DÉSEXCITATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES. — Les rayons gamma émis de la cible étaient détectés par deux cristaux NaI(Tl) 10,24 cm de diamètre et de 10,24 cm de profondeur placés de part et d'autre de la cible à 1,8 cm du centre de celle-ci. Des mesures effectuées en coïncidence en dessous et au maximum de la résonance ont permis de mettre en évidence des transitions électromagnétiques vers les niveaux $J^\pi = 3^-$ et 2^+ situés respectivement à 6,131 et 6,919 MeV dans le noyau ^{16}O . Les spectres de rayons gamma mesurés en coïncidence étaient enregistrés dans un analyseur multiparamétrique utilisé dans la configuration 128×64 canaux.

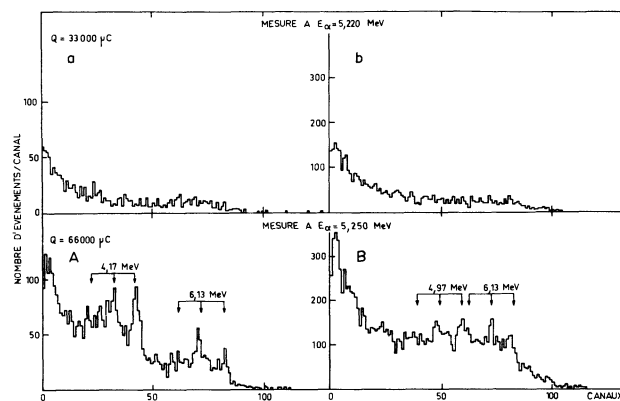


FIG. 2. — Spectres de rayons gamma mesurés en coïncidence, extraits des spectres bidimensionnels obtenus en dessous (a, b) et au maximum de la résonance (A, B). Les spectres a et A correspondent à une sommation du spectre dans une dimension de 6,31 à 7,46 MeV et les spectres b et B correspondent à une sommation de 4,68 à 6,35 MeV.

Sur la figure 2, nous montrons, extraits des spectres bidimensionnels mesurés en dessous (a, b) et au maximum de la résonance (A, B), différentes tranches obtenues par sommation dans une des deux dimensions.

Les spectres (a) et (A) correspondent à une fenêtre en énergie de 6,31 à 7,46 MeV. Sur le spectre mesuré au maximum de la résonance, on observe des rayons gamma de 6,13 et 4,17 MeV. Les premiers proviennent d'événements fortuits dus à la réaction parasite $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ dont le rendement croît fortement avec l'énergie incidente [6], ce qui explique l'intensité relativement faible observée dans le spectre (a). Les rayons gamma de 4,17 MeV correspondent au premier terme de la cascade $11,096 \rightarrow 6,919 \rightarrow 0$. L'hypothèse d'une cascade dont le niveau intermédiaire serait le niveau $J^\pi = 1^-$ situé à 7,119 MeV peut être éliminée étant donné la nature octupolaire que devrait avoir cette transition.

Les spectres (b) et (B) correspondent à une fenêtre en énergie de 4,68 à 6,35 MeV. On observe dans le spectre mesuré au maximum de la résonance des pics correspondant à des rayons gamma de 6,13 et 4,97 MeV. Les premiers ont en grande partie la même origine que précédemment et ceux de 4,97 MeV, absents du spectre mesuré sous la résonance, sont

attribués à la cascade 11,096 → 6,131 → 0. La largeur partielle de cette transition est déduite uniquement de l'intensité de la raie correspondant aux rayons gamma de 4,97 MeV afin d'éviter toute contribution due à la réaction ¹³C(α, n)¹⁶O. Les largeurs partielles que l'on peut déduire de ces mesures absolues sont corrigées afin de tenir compte de la variation de l'épaisseur de la cible due au dépôt de carbone. On obtient ainsi :

$$\Gamma_{11,096 \rightarrow 6,919} = 2,5 \pm 0,6 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{11,096 \rightarrow 6,131} = 3,1 \pm 1,3 \text{ MeV} .$$

Discussion. — L'intérêt théorique du niveau $J^\pi = 4^+$ situé à 11,096 MeV réside dans le fait que les calculs *complets* du modèle des couches, tels ceux développés par Zuker, Buck et Mc Grory [7], ne prévoient pas l'existence d'un état $J^\pi = 4^+$ à cette énergie. Il faut remarquer cependant que l'espace de configuration utilisé par ces auteurs est limité aux couches

$$1p_{1/2} - 1d_{5/2} - 2s_{1/2} .$$

Il n'en reste pas moins que les caractéristiques expérimentales de ce niveau permettent d'obtenir certains renseignements sur sa nature par comparaison avec les modèles macroscopiques qui prévoient un état $J^\pi = 4^+$ dans cette région d'énergie : modèle à couplage faible développé par Arima *et al.* [8], modèle vibrationnel [9], modèle rotationnel avec déformation non axiale [10].

Le fait expérimental qui paraît le plus marquant est que ce niveau possède une structure différente de celle du niveau $J^\pi = 4^+$ situé à 10,353 MeV comme le montre la comparaison des largeurs $\gamma_{\alpha 0}^2$ (respectivement 167 et 0,7 keV [11]) et des transitions électromagnétiques issues de ces niveaux (tableau I). Par contre, le tableau I indique un comportement similaire pour le niveau étudié et le niveau $J^\pi = 3^+$ situé à 11,080 MeV. Une telle similitude est prévue par le modèle à couplage faible qui identifie le niveau $J^\pi = 4^+$ étudié et les niveaux $J^\pi = 3^+$ et 2^+ situés respectivement à 11,080 et 11,521 MeV aux états

provenant du couplage $^{12}\text{C}(2^+) \times ^{20}\text{Ne}(2^+)$, les niveaux 6,919 MeV et 9,847 MeV, $J^\pi = 2^+$ étant interprétés respectivement comme les états

$$^{12}\text{C}(0^+) \times ^{20}\text{Ne}(2^+) \text{ et } ^{12}\text{C}(2^+) \times ^{20}\text{Ne}(0^+) .$$

TABLEAU I

Intensités des transitions issues de certains niveaux du noyau ¹⁶O, exprimées en unités Weisskopf. La transition 9,847 → 6,919 MeV est supposée de type quadrupolaire électrique et celles vers le niveau $J^\pi = 3^-$ situé à 6,131 MeV sont supposées de type dipolaire électrique.

Niveau initial (MeV)	J^π	Niveau final (MeV)	$ M(E2) ^2$	Niveau final (MeV)	$ M(E1) ^2$
—	—	—	—	—	—
10,353	4 ⁺	6,919	23 (a)	6,131	$\leq 2,3 \cdot 10^{-5}$ (a)
11,096	4 ⁺	6,919	1,0 (b)	6,131	$5,9 \cdot 10^{-5}$ (b)
			0,24 (c)		
11,080	3 ⁺	6,919	ou	6,131	$7,5 \cdot 10^{-5}$ (c)
			2,6		
9,847	2 ⁺	6,919	5,3 (d)		

- (a) réf. [12].
 (b) présent travail.
 (c) réf. [13].
 (d) réf. [14].

Ce modèle est cependant nettement moins satisfaisant pour les transitions issues des niveaux $J^\pi = 2^+$. En particulier, la forte transition 9,847 → 6,919 MeV est interdite dans ce modèle.

Quant aux modèles vibrationnel et rotationnel avec déformation non axiale, ils prévoient des taux de transition 11,096 → 6,919 MeV qui sont du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale :

$$B(E2, \text{expérimental}) = 2,4 \pm 0,6 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$$

$$B(E2, \text{vibrationnel}) = 4,7 \text{ e}^2 \text{ fm}^4 \text{ [16]}$$

$$B(E2, \text{non axial}) = 0,5 \text{ e}^2 \text{ fm}^4 \text{ [16]} .$$

Par contre, la position des niveaux, en particulier la position relative des états $J^\pi = 3^+$ et 4^+ , est très mal décrite par ces modèles.

Bibliographie

- [1] BROWN, C. P. and MICHAEL, I., *Phys. Rev.* **134** (1964) 133.

[2] LARSON, J. D. and TOMBRELLO, T. A., *Phys. Rev.* **147** (1966) 760.

[3] ORIHARA, H., RUDOLF, G. *et al.*, *Nucl. Phys. A* **203** (1973) 78.

[4] LANE, A. M. and THOMAS, R. G., *Rev. Mod. Phys.* **30** (1958) 257.

[5] MILLER-JONES, C. *et al.*, *Nucl. Phys.* **37** (1962) 1.

[6] SPEAR, R. H., LARSON, J. D. and PEARSON, J. D., *Nucl. Phys.* **41** (1963) 353.

[7] ZUKER, A. P., BUCK, B. and MC GRORY, J. B., *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 39.

[8] ARIMA, H., HORIUCHI, H. and SEBE, T., *Phys. Lett.* **24B** (1967) 129.
- [9] FEDERMAN, P. and KELSON, I., *Phys. Lett.* **17** (1966) 1055.

[10] STEPHENSON, G. J. and BANERJEE, M. K., *Phys. Lett.* **24B** (1967) 209.

[11] AJZENBERG-SELOVE, F., *Nucl. Phys. A* **166** (1971) 1.

[12] GORODETZKY, S. *et al.*, *J. Physique* **24** (1963) 887.

[13] BERTIN, M. C. and PIXLEY, R. E., *Nucl. Phys. A* **150** (1970) 247.

[14] BROCHARD, F. *et al.*, dans *Contributions*, Montréal (1969) p. 125.

[15] GORODETZKY, S. *et al.*, *Phys. Lett.* **24B** (1967) 578.

[16] Ces valeurs sont évaluées avec les paramètres définis dans la réf. [15].